

УДК 004353

ЛАПЧУК А.С.,
ЮРЛОВ В.І.,
ШИЛО С.О.,
ШИХОВЦЯ О. В.

ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІ ЕФЕКТИ ПРИ ВІДТВОРЕННІ ІНФОРМАЦІЇ ЧАСТКОВО КОГЕРЕНТНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Запропоновані оптичні схеми лазерного проектора для зменшення спеклів з використанням двох і трьох частково когерентних світлових пучків. Розроблений алгоритм розрахунку спеклів для запропонованого методу. Показано, що при малій довжині декореляції і для тих же товщини прозорих пластин, два частково когерентних пучків забезпечують менший контраст спеклів ніж три пучки від різних дифракційних порядків. Однак, для великої довжини декореляції, конструкція з трьох пучків забезпечує менший контраст спеклів для всіх трьох лазерів різних кольорів і отримані значення є близькі до мінімально можливих значень. Експеримент підтвердив отримані теоретичні результати.

An optical scheme for speckle suppression using two and three partially coherent beams in a laser projection system is proposed. An algorithm is developed for calculation of speckle contrast ratio for the proposed method. It is shown that for a small decorrelation length with using the same thickness of the transparent plates two partially coherent beams would provide better speckle suppression than three beams optical scheme. However, for a large decorrelation length, the three beam setup provides better speckle suppression for all three laser of different colors with a suppression coefficient close to theoretical limits. The theoretical results are confirmed by experiment data.

Вступ

Розвиток портативних проекторів на даний час є одним з основних напрямків розвитку проекційних дисплеїв. Лазерні діоди мають вузький промінь і високу оптичну ефективність, а також забезпечують чистоту кольорів і великий кольоровий охоп. Всі ці фактори дозволяють отримати малогабаритні оптичні системи проекторів з малим споживанням енергії і які створюють зображення високої якості з високою насиченістю кольорів. Одним з перспективних технічних рішень проектора на основі лазерних діодів є 1D лазерний проектор. В даний час є декілька добре розроблених технічних рішень для конструкції 1D лазерного проектора [1-4]. Основна відмінність цих пристроїв є використання дифракційної елементів, що складаються із стрічкових мікро-дзеркал для утворення лінійки пікселів. Дифракційні елементи мають рухомі дзеркала і тому можуть змінити різницю фаз між світлом відбитим від рухомих і нерухомих частин дифракційних елементів при прикладенні напруги до рухомих частин. Відбите від лінійки дифракційних елементів світло проектується на екран за допомогою оптичної системи і при цьому сканується вздовж екрану за допомогою дзеркала, що осцилює навколо вертикальної осі.

Діафрагма з отвором розташована у фокальній площині (Фуріє площині) об'єктива і зупи-

няє світло від всіх окрім одного (робочого) дифракційних порядків. Інтенсивність світла робочого дифракційного порядку змінюється в залежності від позиції рухомих дзеркал дифракційних елементів (від прикладеної до них напруги). Модулюванням інтенсивності світла робочого дифракційного порядку дифракційних елементів у відповідності з зображенням на позиції променя на екрані і скануванням променя вздовж екрану створюється 2D образ.

Не дивлячись на великі переваги використання лазерних діодів в проекторах, лазерні проектори до цих пір не впроваджені в масове виробництво. Основним стримуючим фактором є спекли – ефект виникнення модуляції інтенсивності світла в образі зображення (образу в людському оці) при спостереженні за світловою плямою, образ якої створює розсіяне на шорсткому екрані когерентне світло (суб'єктивні спекли) [5,6,7,8]. Спекли значно погіршують якість зображення. Можна зменшити величину модуляції за допомогою методів усереднення декількох незалежних спеклів за рахунок: зменшення часової когерентності випромінювання (лазерні діоди з широким спектром) [9,10]; зменшення просторової когерентності випромінювання використовуючи декілька декорельованих лазерних пучків що падають на екран під різними кутами [11-14] (або шляхом вібрації екрану [15]); шляхом використання двох деко-

рельєзованих променів різної поляризації [16]. Основний параметр, що визначає величину модуляції зображення спеклами є контраст спеклів (CR). Він визначається при рівномірному освітленому екрані як відношення стандартного середньоквадратичного відхилення до середньої інтенсивності в образі екрану [17]:

$$CR = \sigma_I / \langle I \rangle = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} \quad (1)$$

В 1D лазерному проекторі величина контрасту спеклів залежить від місця і параметрів оптичної системи, що створює зображення. Тому при дослідженні спеклів в проекторах вимірювання повинні проводитися оптичною системою, що має оптичні параметри аналогічні оптичним параметрам людського ока. Для того щоб око не відчувало перепади інтенсивності, обумовленого спеклами, необхідно щоб контраст спеклів не перевищував 0,04. Такого рівня спеклів можна досягти тільки при використанні усіх можливих методів зменшення спеклів. Тут буде розглянуто пониження спеклів за рахунок частково декорельєзованих променів, що падають на екран під різними кутами.

Нами було запропоновано більш просте вирішення проблеми створення декількох некогерентних пучків світла з використанням тільки одного лазера для кожного кольору та дифракційного елемента, вставленого в проміжну площину зображення, яке показано на рис. 1. Дифракційні елементи в площині зображення (рис. 1 б) розділяють промінь, що несе зображення, на декілька променів (дифракційних порядків), кожен із яких також несе зображення. Прозорі пластинки різної товщини вставлені в Фур'є-площині об'єктива проектора. Різниця в товщині пластинок повинна бути достатньою для декореляції променів. Разом з тим різниця ходу променів, що проходять крізь різні пластинки, не повинна перевищити глибину фокуса об'єктива, щоб за причини дефокусування окремих променів не відбулося розмивання зображення. Тільки регулярні (періодичні) дифракційні елементи можуть бути застосовані в цьому випадку, з тим щоб дифракційні порядки розділилися в Фур'є-площині і була можливість вносити фазовий пластинки в окремі дифракційні порядки без часткового їх перекриття, і тим самим не спотворити зображення.

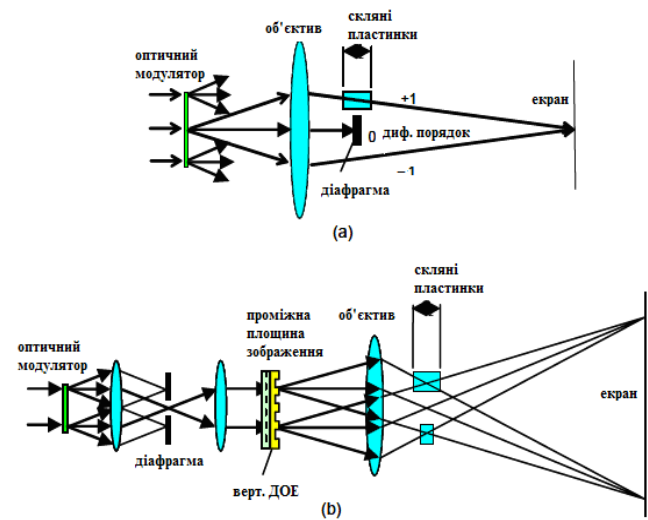


Рис. 1. Оптична схема для лазерних проекторів, що використовують два а) і три б) пучка світла дифракційних порядків для створення образу на екрані.

Метод розрахунку контрасту спеклів

Сучасні лазерні діоди мають досить вузький спектр частот, а значить, промінь має досить велику довжину повздовжньої просторової (часової) когерентності. Тому дуже важко отримати повну некогерентність лазерних променів таким чином, особливо для маленьких проекторів. За цієї причини, для обчислення контрасту спеклів для такої оптичної системи необхідно мати коефіцієнти кореляції між різними пучками світла. Тобто, нам потрібно обчислити коефіцієнти кореляції між окремими пучками, отриманими шляхом розділу одного пучка світла на частини, і які мають різницю оптичного ходу між ними, що дорівнює різниці оптичного ходу між пучками світла, що розповсюджуються через прозорі пластинки різної товщини s_i .

$$I(k) = I_0 \exp\left[-\left((k - k_0)^2 / (0.5\delta k)^2\right)\right]$$

Для обчислення кореляційного коефіцієнта ми представимо випромінювання лазера як стохастичний стаціонарний процес з набором гармонік, що мають Гаусів розподіл інтенсивності по частоті де k і k_0 – хвильовий вектор і центральний хвильовий вектор смуги випромінювання лазерного діода відповідно, і δk – ширина смуги, виміряна на $1/e$ рівні інтенсивності поля. Кореляційний коефіцієнт для світлових пучків різних дифракційних порядків може бути записаний як автокореляційна функція з урахуванням різниці шляху двох променів, що проходять крізь різні скляні пластинки різної

товщини s_i . Застосувавши теорему Вінера-Хінчина, можна записати нормовану автокореляційну функцію як Фур'є перетворення спектру інтенсивності лазерного пучка

$$\mu(c\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} I(k) \exp(ikc\tau) dk = \exp\left(-(\delta kc\tau)^2 / 16\right) \quad (2)$$

де c – швидкість світла, τ – різниця в часі проходження двох променів і A – це коефіцієнт нормування, який визначається з умови $\mu(0) = 1$. Враховуючи, що різниця в оптичній довжині шляху між i та j променем обчислюється за формулою $c\tau_{ij} = s_i(n_i - 1) - s_j(n_j - 1)$ (де $-n_i$ це коефіцієнт заломлення i -ої скляної пластинки) ми можемо переписати рівняння для кореляційного коефіцієнта двох променів як:

$$\mu_{ij} = \exp\left\{-\left(\delta k / 4\right)^2 \left\{s_i(n_i - 1) - s_j(n_j - 1)\right\}^2\right\} = \exp\left\{-\left(\pi\delta\lambda / (2\lambda^2)\right)^2 \left\{s_i(n_i - 1) - s_j(n_j - 1)\right\}^2\right\} \quad (3)$$

і для випадку $n_i = n_j = n$:

$$\mu_{ij} = \exp\left\{-\left(\pi\delta\lambda / (2\lambda^2)\right)^2 \left\{(s_i - s_j)(n - 1)\right\}^2\right\} \quad (4)$$

З рівняння (4) легко отримати товщину скла, що забезпечує кореляційний коефіцієнт менше ніж $1/e$ (декореляційну товщину скла). Для випадку, коли пластинки зроблені з одного матеріалу декореляційні товщини можна обчислити з формули:

$$|s_i - s_j| \geq 2\lambda^2 / [\pi\delta\lambda(n - 1)] \quad (5)$$

Як ми вже говорили вище, далеко не завжди можна отримати повну декореляцію променів різних дифракційних порядків за причини обмежень, що накладають на товщину пластинок глибина різкості зображення і обмежена глибина області навколо Фур'є площини, в якій дифракційні порядки не перекриваються. Тому, для оптимального зменшення спеклів потрібно знати, який же буде ефект на контраст спеклів, якщо застосовувати для створення зображення тільки частково деколерьовані промені. Нижче ми порівняємо контраст спеклів для двох випадків (рис. 1): оптична схема з двома пучками світла (рис. 1а) оптична схема з трьома пучками

світла (рис. 1б) В першому випадку ми розраховуємо на два пучка світла однакової інтенсивності для лазерних пучків всіх кольорів в один із яких вставлено скло товщиною s_2 . Таку схему можна отримати в оптичній системі без проміжної області зображення, використовуючи $+1$ і -1 дифракційні порядки оптичного модулятора для створення образу (вони мають однакову залежність інтенсивності від поданої напруги і тому мають однакову інтенсивність). В другому випадку, з використанням трьох променів, потрібно створювати проміжний образ в оптичній системі і, оскільки, в цьому випадку дифракційний елемент є пасивним дифракційним елементом з фіксованою глибиною рельєфу, то ми отримаємо різну інтенсивність дифракційних порядків для лазерів різних кольорів (червоного, зеленого, фіолетового). Проведене нами чисельне моделювання показало, що прямокутної форми дифракційний елемент з однаковою шириною верхніх і нижніх ділянок, (рис. 2) з глибиною рельєфу, яка забезпечує рівну інтенсивність 0 і ± 1 дифракційних порядків для зеленого лазера, дає мінімальну різницю в інтенсивності дифракційних порядків для всіх трьох променів за умови неглибокої модуляції глибини рельєфу $h \leq (n - 1)\lambda / 2$. На рис. 3 показано залежність інтенсивності дифракційних порядків від довжини хвилі пучка світла для прямокутної форми дифракційного елемента з оптимальною глибиною рельєфу і однакою шириною верхніх і нижніх поверхонь дифракційного елемента. При чисельному моделюванні ми вважали, що червоний, зелений і синій лазери мають довжину хвилі 640, 532 і 440 нм, відповідно. В такому випадку ми маємо наступний розподіл інтенсивності за дифракційними порядками $I_{R\pm 1} = 0,5 I_{R0}$ – для червоного лазера і $I_{B\pm 1} = 2,9 I_{B0}$ – для синього.

Тепер ми порівняємо оптичні схеми з двома і трьома лазерними пучками, за умови, що максимальна товщина скляних пластинок s_2 у них однакова (оскільки максимальна товщина визначається фокусною відстанню об'єктива і ми використовували один і той же об'єктив у двох схемах). Для випадку двох частково деколерьованих однакової інтенсивності променів формула для контрасту спеклів добре відома [18]:

$$CR = CR_0 \sqrt{(1 + \mu^2) / 2} \quad (6)$$

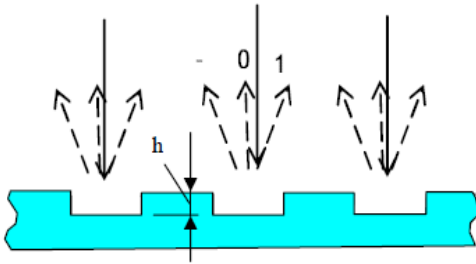


Рис. 2. Поперечний переріз дифракційного елемента, що використовувався для зменшення контрасту спеклів і дифракційні порядки, задіяні в схемі зменшення спеклів.

де CR_0 – контраст спеклів одного пучка світла, а μ – коефіцієнт кореляції між ними.

Але для випадку трьох частково корельованих променів не існує простої формули для обрахунку контрасту спеклів. Тому для цього випадку ми використаємо більш складний алгоритм, заснований на матриці когерентності, розроблений Гудманом [18] для обрахунку контрасту спеклів для оптичної схеми з N частково корельованих променів. В цьому алгоритмі використано ортогональне лінійне перетворення поля трьох частково корельованих променів з тим, щоб представити його як суперпозицію полів трьох декорельованих променів. Для нового представлення поля, як суперпозиції декорельованих полів, контраст спеклів може бути обрахований з використанням формули (1). Інтенсивності декорельованих променів знаходяться як власні числа матриці когерентності. Для нашого випадку, коли ми маємо однакової інтенсивності 1 і -1 дифракційні порядки, матриця когерентності може бути записана як:

$$\begin{pmatrix} I_0 & \sqrt{I_0 I_1} \mu_{01}^* & \sqrt{I_0 I_1} \mu_{0,-1}^* \\ \sqrt{I_0 I_1} \mu_{01} & I_1 & I_1 \mu_{1,-1}^* \\ \sqrt{I_0 I_1} \mu_{0,-1} & I_1 \mu_{1,-1} & I_1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

де I_0 та I_1 – інтенсивності 0 і ± 1 дифракційних порядків, μ_{ij} – коефіцієнти кореляції між ними, а * означає комплексне спряження. Для знаходження власних значень матриці (7) ми повинні розв'язати рівняння:

$$\det \begin{pmatrix} I_0 - \lambda & \sqrt{I_0 I_1} \mu_{01}^* & \sqrt{I_0 I_1} \mu_{0,-1}^* \\ \sqrt{I_0 I_1} \mu_{01} & I_1 - \lambda & I_1 \mu_{1,-1}^* \\ \sqrt{I_0 I_1} \mu_{0,-1} & I_1 \mu_{1,-1} & I_1 - \lambda \end{pmatrix} = 0 \quad (8)$$

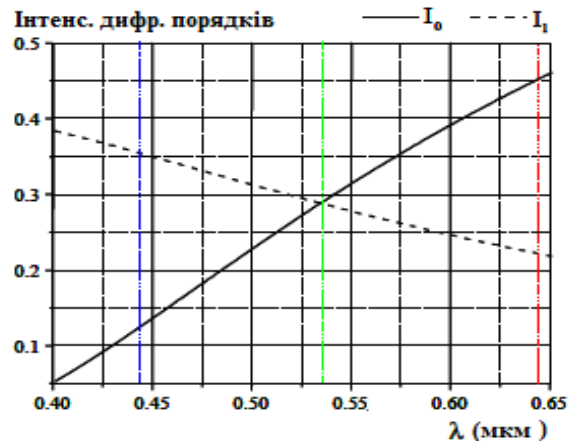


Рис. 3. Інтенсивність дифракційних порядків для прямокутної форми дифракційного елемента з глибиною рельєфу, що відповідає рівній інтенсивності 0 і ± 1 дифракційних порядків випромінювання зеленого лазера ($\lambda = 532$ нм).

Після простих математичних перетворень рівняння (8) перепишеться як:

$$\lambda^3 - \lambda^2(I_0 + 2I_1) + \lambda \left[2I_0 I_1 + I_1^2 - I_1^2 |\mu_{1,-1}|^2 \right] - I_0 I_1 (|\mu_{0,1}|^2 + |\mu_{0,-1}|^2) + I_0 I_1^2 \left(|\mu_{1,-1}|^2 + |\mu_{0,1}|^2 + |\mu_{0,-1}|^2 - 1 - \mu_{0,1}^* \mu_{0,-1} \mu_{1,-1}^* - \mu_{0,-1}^* \mu_{0,1} \mu_{1,-1} \right) = 0 \quad (9)$$

Ми будемо проводити розрахунок для випадку, коли друга пластинка має вдвічі більшу товщину ніж перша (рис. 1b) внаслідок чого декореляційні коефіцієнти між 0 і -1 і між 1 і -1 є рівними, тобто $\mu_{0,1} = \mu_{1,-1}$. З (4) випливає також, що для цього випадку $\mu_{0,-1} = (\mu_{0,1})^4$. Рівняння (9) розв'язувалось чисельно на комп'ютері. Для розрахунку контрасту спеклів була використана формула для трьох когерентних декорельованих променів:

$$CR = \sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2} / (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) \quad (10)$$

де λ_1 , λ_2 і λ_3 це корні рівняння (9). На рис. 4 показано пониження контрасту спеклів для зеленого лазера від товщини найтовщої пластини s_2 для зеленого лазера з різною шириною спектру випромінювання. З наведених графіків видно, що зміна ширини спектру випромінювання лазера призводить до простого стискання або розширення кривої залежності контрасту спеклів від товщини пластини. Розширення спектру призводить до пропорційного стискання, а звуження – до пропорційного розширення кривої залежності контрасту спеклів. З рис. 4 випливає

що для тонких пластин, що мають різницю оптичного шляху недостатню для повної декореляції ($\mu_{0,1} = \mu_{1,-1} > 0.621$; $\mu_{0,-1} > 0.15$) трьох променів, варіант з двома дифракційними порядками призводить до більшого послаблення контрасту спеклів. Більше послаблення спеклів для системи з використанням двох променів отримано тому, що мала товщина s_2 призводить до малої декореляції між 0 і 1 та між 1 і -1 дифракційними порядками, і в той же час до відносно великої декореляції між 0 і -1 дифракційними порядками для оптичної схеми з трьома пучками світла. В той же час для схеми з двома дифракційними порядками ми будемо мати для двох її дифракційними порядками відносно велику декореляцію, таку ж як і між 0 і -1 дифракційними порядками для оптичної схеми з трьома дифракційними порядками. Це забезпечує для схеми з двома пучка світла пониження контрасту спеклів близького до максимально можливого для цієї схеми (приблизно у $\sqrt{2}=1,4$ рази). Тому, якщо оптична схема не дозволяє отримати значної декореляції для трьох променів, краще використовувати оптичну схему з двома пучками світла.

На рис. 5 показано залежність контрасту спеклів від товщини s_2 для червоного лазера при використанні того ж дифракційного елемента. Криві на графіку відрізняються відносно таких же графіків для зеленого лазера тим, що вони більше витягнуті вздовж осі абсцис. Цей факт пояснюється тим, що за причини більшої довжини хвилі червоного лазера, для досягнення такої ж різниці оптичного ходу в довжинах хвилі (такої ж декореляції) потрібні більш товсті пластини. Не дивлячись на велику різницю в інтенсивності дифракційних порядків для червоного лазера ($I_{\pm 1}=0,5 \cdot I_0$), контраст спеклів змінюється схожим чином зі зміною s_2 як і для зеленого лазера (рис. 4). Але за причини різної інтенсивності дифракційних порядків, при повній декореляції трьох променів, для червоного лазера кінцевий контраст спеклів є дещо більшим ніж для зеленого лазера. Для фіолетового лазера співвідношення інтенсивності між 0-им і ± 1 -ими дифракційними порядками є зовсім іншим ніж для червоного і зеленого лазерів. Але, не дивлячись на це, залежність контрасту спеклів від товщини декореляційних пластинок s_2 є приблизно ж такою, як і для зеленого і червоного лазерів (після масштабування відносно осі абсцис відповідно до довжини хвилі (рис. 6). За

тієї ж причини, що і для червоного лазера, за повної

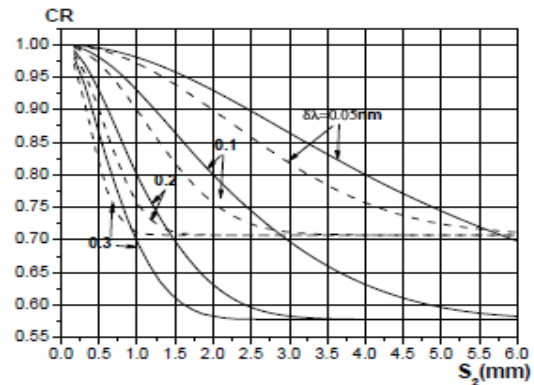


Рис. 4. Залежність контрасту спеклів від товщини пластинки скла ($n=1,882$) s_2 для зеленого лазера ($\lambda=0,532$ мкм, $I_{\pm 1}=I_0$): суцільні лінії - для випадку трьох променів; пунктирні лінії - випадок двох променів. Розглянуто лазер з різною шириною спектру: $\delta\lambda=0,05$ нм, $\delta\lambda=0,1$ нм, $\delta\lambda=0,2$ нм і $\delta\lambda=0,3$ нм.

декореляції трьох променів, для фіолетового лазера контраст спеклів є більшим ніж для зеленого лазера.

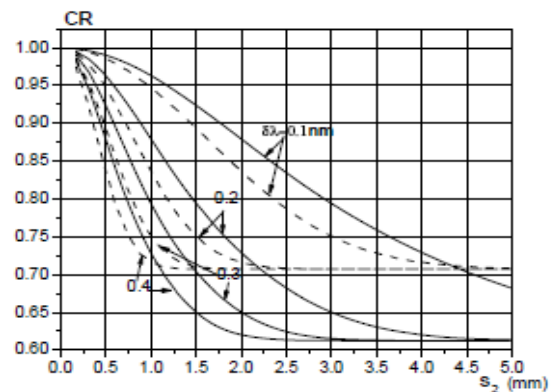


Рис. 5. Залежність контрасту спеклів СК від товщини пластинки скла ($n=1.882$) s_2 для червоного лазера ($\lambda=0,640$ нм; $I_{\pm 1}=0.5I_0$): суцільні лінії - для випадку трьох променів; пунктирні лінії - випадок двох променів. Розглядаються чотири варіанти з різною шириною спектру випромінювання: $\delta\lambda=0,1$ нм; $\delta\lambda=0,2$ нм; $\delta\lambda=0,3$ нм; $\delta\lambda=0,4$ нм.

Експеримент і обговорення отриманих даних

Для експериментальних досліджень контрасту спеклів для оптичних схем проектора з двома і трьома лазерами були взяті скляні пластинки з товщинами $s_1=1,25$ мм і $s_2=2,5$ мм відповідно. Товщина 2,5 мм є максимальною товщиною скляної пластинки, яку ще можна

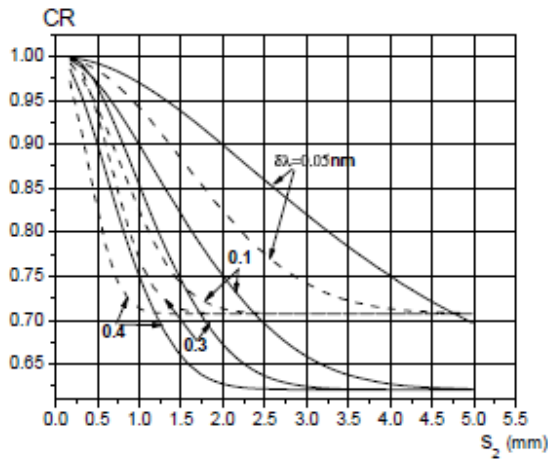
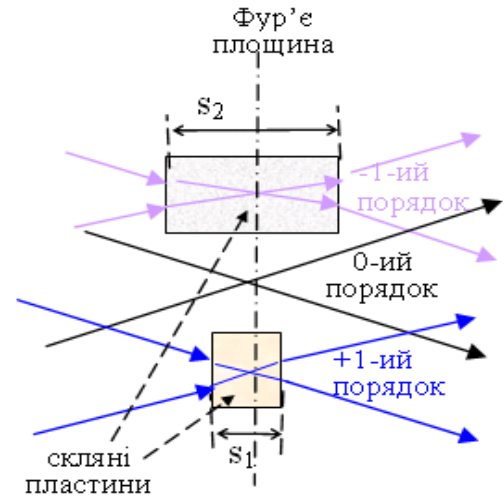


Рис. 6. Залежність контрасту спеклів від товщини пластинки скла ($n=1,882$) s_2 для фіолетового лазера ($\lambda=0,440\text{ нм}$; $I_{\text{Л}}=2.9I_0$): суцільні лінії - для випадку трьох променів; пунктирні лінії - випадок двох променів.

розмістити в Фур'є площині проектора (області без перекриття дифракційних порядків) і яка ще не призводить до погіршення якості зображення за причини дефокусування окремих дифракційних променів (рис.7). Для досягнення максимальної різниці ходу різних дифракційних порядків було виготовлено пластинки зі скла з максимальним коефіцієнтом заломлення $n=1,88$ (такий самий, як ми використовували при обрахуванні контрасту спеклів для графіків представлених на рис. 4-6. В експерименті використовували по одному лазеру для кожного кольору (червоний, фіолетовий лазерні діоди і зелений лазер).

Добре відомо, що при застосуванні для зменшення спеклів методів, що базуються на різних фізичних властивостях світла, результат зменшення контрасту спеклів є мультиплікативним. В 1D скануючому лазерному проекторі існує декілька механізмів зменшення контрасту спеклів, які не можна виключити з експерименту і які описано вище. Тому для знаходження ефекту послаблення спеклів методом застосування декількох частково декорельованих променів, ми використали не величину контрасту спеклів, а коефіцієнт зменшення контрасту спеклів, який було визначено як відношення контрасту спеклів до і після застосування методу частково декорельованих променів. В на-

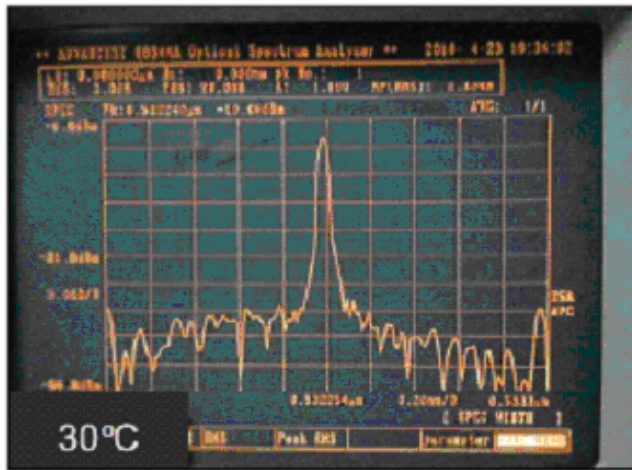
шому випадку метод декількох частково декорельованих променів є незалежним від інших механізмів зменшення контрасту спеклів (механізм сканування і поляризаційний). Тому слід очікувати, що коефіцієнт зменшення спеклів повинен мати таке ж значення, як контраст спеклів, який ми отримали при чисельному моделюванні (представлені по тексту зверху) для



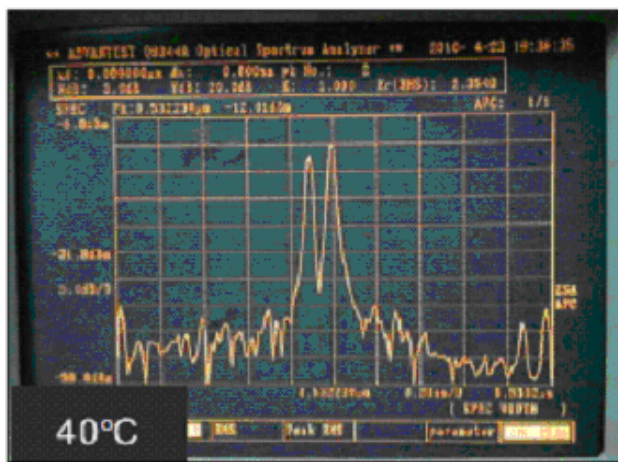
контрасту спеклів когерентних променів за відсутності інших механізмів зменшення спеклів.

Рис. 7. Принципова схема розповсюдження променів різних дифракційних порядків через скляні пластинки в Фур'є-площині об'єктива лазерного проектора.

Вимірювання коефіцієнта зменшення контрасту спеклів для зеленого лазера для оптичної схеми з трьома дифракційними порядками (на рис. 1-b) дало різний рівень зменшення спеклів при вимірюванні при різній температурі, і для різних зразків лазерів. Вимірювання ширини спектра випромінювання зеленого лазера показало, що він змінюється з температурою і від зміни одного зразка лазера до іншого, від найвужчого ($\delta\lambda \sim 0,05\text{ нм}$) до найширшого ($\delta\lambda \sim 0,14\text{ нм}$), як показано на рис. 8. Ми отримали коефіцієнт послаблення контрасту спеклів ($1-C/C_0$) 15% для випадку ширини спектра зеленого лазера 0,05 нм, і 34% для ширини 1,4 нм (де C_0 , C – контраст спеклів без і з застосуванням схеми частково корельованих променів, відповідно). Співставлення експериментальних і теоретичних даних показує чітку кореляцію між ними.



a)



b)

Рис. 8. Спектр випромінювання зеленого лазера при різній температурі навколишнього середовища: а) $\delta\lambda=0,05$ при $T=30^\circ\text{C}$; б) $\delta\lambda=0,14$ нм при 40°C . Ширина спектра вимірювалась за половинним рівнем інтенсивності від максимуму.

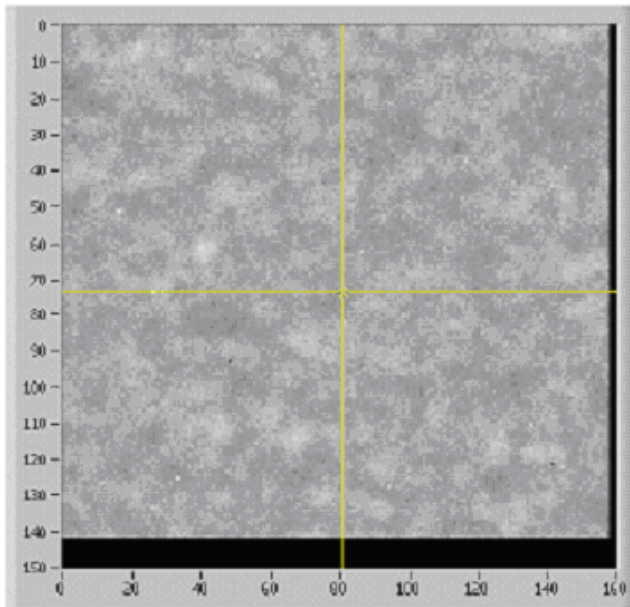
Для червоного лазера для методу з трьома дифракційними порядками в експерименті було отримано зменшення контрасту спеклів $\leq 20\%$, що згідно теорії відповідає ширині спектра випромінювання лазера $\delta\lambda=0,08\text{нм}$. Вимірювання ширини спектру і технічна документація на лазер підтвердили цю оцінку для ширини спектра червоного лазера. Для збільшення ширини спектра випромінювання червоного лазера для отримання більшого ефекту по зменшенню спекла для живлення лазера було використано напругу модульовану прямокутними імпульсами з частотою в декілька сотень кГц (аналогіч-

но до [19, 20]). Після застосування високочастотної модуляції джерела живлення лазера його спектр розширився до 1нм, а контраст спеклів зменшився на 36% (по відношенню до випадку одного пучка світла). Для цієї оптичної схеми 36% є близьким до теоретично максимально можливого пониження контрасту спеклів для червоного лазера. За теорією таке зменшення в контрасті спеклів відповідає ширині спектру в 0,24 нм (рис. 5). Різниця з теорією в оцінці ширини спектру пояснюється тим, що за ширини спектру 0,24 нм фактично повністю здійснюється декореляція трьох променів для нашої конструкції проектора, і тому подальше розширення спектра лазера не буде призводити до подальшого зменшення контрасту спеклів. Так для $\delta\lambda=1,0\text{нм}$ теорія дає 38% зменшення контрасту спеклів (див. Табл. 1).

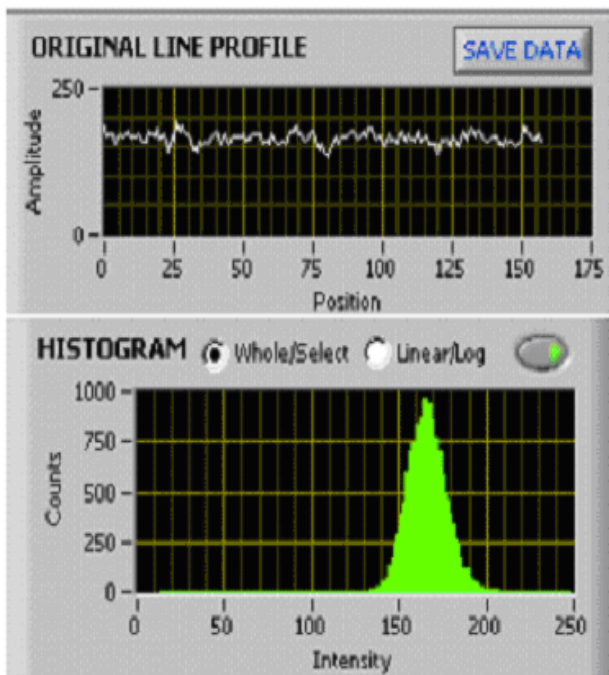
Табл. 1. Зменшення контрасту спеклів: порівняння теорії з експериментом

| лазер (довж. хвилі, нм) | шир. с. пектру (нм, на рівні $0,5 \cdot I_0$) | зменш. контр. спекл. (%), теорія | зменш. контр. спекл. (%), експер. |
|-------------------------------|--|--|---|
| 532 | 0,05 | 14% | 15% |
| | 0,14 | 38% | 34% |
| 640 | 0,1 | 20% | 20% |
| | 1,0 | 38% | 35% |
| 440 | 0,8 | 38% | 38,4% |

За причини великої нерівномірності розподілу інтенсивності фіолетового лазера за дифракційними порядками при повній деполяризації трьох променів ми будемо мати лише 38% зменшення контрасту спеклів (див. рис. 6), що менше від максимально можливо значення для трьох повністю декорельованих променів (42%) однакової інтенсивності. Ми вико ристовували фіолетовий лазерний діод з шириною спектру 0,8нм, і це є більш ніж достатньо для повної декореляції трьох променів. В табл. 1 наведені підсумкові дані обрахованого і виміряного зменшення контрасту спеклів для схеми з трьома лазерами. З наведених даних видно хороше співпадіння теоретичних і експериментальних результатів. Але, разом з тим, теоретичні обрахунки дають дещо більший ефект пониження контрасту спеклів



a)



b)

Рис. 9. Результати застосування всіх методів зменшення спеклів з досягненням приблизно 5% контрасту в білому кольорі: а) фотографія білого екрану за допомогою CCD фотоапарата; б) зразок інтенсивності світла вздовж екрану в образі фотокамери і спектр розподіл інтенсивності.

ніж отримані в експерименті результати. Існує декілька причин, які можуть спричинити таку різницю: 1) спектр лазера не має гаусового розподілу за довжинами хвилі (як видно з наведених зразків спектрів); 2) існує слабка кореляція (зв'язок) між різними методами пониження спеклів; 3) системні похибки в вимірюванні контрасту спеклів. Мала різниця між експериментальними і теоретичними даними по контрасту спеклів підтверджує достовірність теорії. Значне зменшення контрасту спеклів показує ефективність такого методу зменшення контрасту.

На рис. 9 показано білий рівномірно засвічений екран, який демонструє результати зниження контрасту спеклів після застосування всіх наявних вище розглянутих методів: сканування, зміни поляризації і використання трьох частково декорельованих променів. Застосування цих трьох методів призвело до зменшення контрасту спеклів до 5% в білому світлі.

Висновки

Розроблено математичний алгоритм для розрахунку контрасту спеклів для лазерного проєктора в якому для зменшення контрасту спеклів для створення зображення застосовується декілька частково когерентних пучків. Показано, що оптична схема з двома лазерними пучками забезпечує менші спекли ніж оптична схема з трьома пучками, для випадку, коли скляні пластинки не забезпечують повну декореляцію трьох лазерних пучків. Однак, якщо оптична різниця ходу дифракційних порядків є достатньо великою, щоб отримати повну декореляцію для трьох пучків, оптична схема з трьома променями забезпечує менший контраст спеклів. В цьому випадку, при використанні лазерних пучків 0 і ± 1 дифракційних порядків дифракційних елементів прямокутної форми, метод меншує контраст спеклів до величин близьких до теоретичної межі в $(1/\sqrt{3})$ раз для всіх трьох лазерів (червоний, синій і зелений). При використанні усіх розроблених нами методів зменшення спеклів нам вдалося досягнути 5% контрасту спеклів в білому кольорі.

Список використаних джерел

1. Trisnadi J. I., Carlisle C. B., Monteverde R. Overview and applications of Grating Light Valve™ based optical write engines for high-speed digital imaging// Proc. SPIE. –2004. – V. 5348. . –P. 52-64.
2. Kowarz M. W., Brazas J. C., Phalen J. G. Conformal Grating Electromechanical system (GEMS) for High-Speed Digital Light Modulation// IEEE, 15th Int. MEMS Conf. Digest. –2002. . – P. 568-573.
3. Yun S. K., Song J., Lee T.-W. [at al.]. Spatial Optical Modulator (SOM): Samsung's Light Modulator for the Next Generation Laser Display// Proc. of SID. – 2006. –V. 29-1. – P. 551-555.
4. Yun S. K. Open hole-based diffractive light modulator// US Patent №US7206118. –2007.
5. Goodman J. W. Some fundamental properties of speckle// J. Opt. Soc. Am. –1976. – V. 66. – P. 1145-1150.
6. Marom E., Kresic-Juric S., Bergstein L. Analysis of speckle noise in bar-code scanning Systems// J. Opt. Soc. Am. A. –2001. – V. 18. – P. 888-901.
7. Lencina A., Vaveliuk P., Tebaldi M., Bolognini N. Modulated speckle simulations based on the random-walk model// Opt. Lett. –2003. –V. 28 . –P. 1748-1750.
8. Goodman J. W. Speckle with a finite number of steps// Appl. Opt. –2008.– 47. – P. A111-A118.
9. Rodrigues C. M. P. , Pinto J. L. Contrast of polychromatic speckle patterns and its dependence to surface heights distribution// Opt. Eng. –2003. – V. 42. –P. 1699-1703.
10. Furukawa A., Ohse N., Sato Y. [at al.] Effective speckle reduction in laser projection displays// Proc. of SPIE. –2008. –V. 6911. –P. 69110T.
11. Wang L., Tschudi T., Boeddinghaus M. [at al.]. Speckle reduction in laser projections with ultrasonic waves// Opt. Eng. –2000. –V. 39. – P. 1659-1664.
12. Wang L., Tschudi T., Halldorsson T. [at al.]. Speckle reduction in laser projection systems by diffractive optical elements// Appl. Opt. –1998. –V. 37. – P. 1770-1775.
13. Trisnadi J. I. Hadamard speckle contrast reduction// Opt. Lett. –2004. – V. 29, . – P. 11-13.
14. Yurlov V., Lapchuk A., Yun S. K. [at al.]. Speckle suppression in scanning laser display// Appl. Opt. –2008 –V. 47 . –P. 179-187.
15. Rawson E. G., Nafarrate A. B., Norton R. E., [at al.]. Speckle-free rear-projection screen using two close screens in slow relative motion// J. Opt. Soc. Am. –1976. –V. 66. – P. 1290-1294.
16. Trisnadi J. I. Method and apparatus for reducing laser speckle using polarization average// US Patent № US6956878. – 2005.
17. Dainty J. C., Ennos A. E., Francon M. [at al.]. Laser speckle and related phenomena // New York: Springer-Verlag. –1975. –276 P.
18. Goodman J. W. Speckle Phenomena in Optics: Theory and application// New York:Roberts and Company Publishers. – 2007. –Chap. 5. – P. 132-157.
19. Chovina A., Garriguea P., Pecastaingsb G. Microarrays of near-field optical probes with adjustable dimensions// Ultramicroscopy. – 2006. – V. 106. – P. 57–65.
20. Riechert G., Verschaffelt F., Peeters M. Speckle characteristics of a broad-area VCSEL in the incoherent emission regime // Opt. Communications. – 2008. – V. 281, N17. – P. 4424 – 4431.